

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

І.В. Лінчевський

ЗАГАЛЬНА ФІЗИКА. ОПТИКА

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського як навчальний
посібник для студентів закладів вищої освіти, які навчаються
за спеціальністю «Фізика та астрономія»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2021

УДК 537.8
ББК 22.33
Ф 48

Рецензент: В.І.Ужва, доцент кафедри загальної фізики та фізики твердого тіла КПІ ім. Ігоря Сікорського, к.ф.-м. наук, доцент

Відповідальний редактор: В.М. Локтев В.М., завідувач кафедри загальної та теоретичної фізики КПІ ім. Ігоря Сікорського, академік, доктор фіз.-мат. наук, професор

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол №6 від 25.02.2021 р.)
за поданням Вченої ради фізико-математичного факультету
(протокол № 2 від 22.02. 2021 р.)*

Електронне мережне навчальне видання

Лінчевський Ігор Валентинович професор кафедри загальної та теоретичної фізики
КПІ ім. Ігоря Сікорського, доктор фіз.-мат. наук, професор

Ф 48 Загальна Фізика. Оптика. Лабораторний практикум . Навч. посібник / І.В.

Лінчевський, за заг. ред.І.В. Лінчевського – К. : Вид-во «КПІ ім. Ігоря Сікорського», 2021.
– 38 с.

У лабораторному практикумі представлені теоретичні відомості, опис лабораторних робіт з теми «Інтерференція та дифракція світла», що викладається для майбутніх фахівців за спеціальністю «Фізика та астрономія», наведені методичні вказівки до виконання цих робіт, містяться контрольні питання для самостійної роботи та підготовки до модульного контролю.

Посібник призначений для студентів, які навчаються у закладах вищої освіти і вивчають нормативну навчальну дисципліну «загальна фізика» з циклу математичної та природничо-наукової підготовки за спеціальністю «Фізика та астрономія».

Посібник може бути корисним для науково-педагогічних працівників, які викладають курс фізики, під час планування та підготовки завдань до лабораторних робіт та модульних контрольних робіт з навчальної дисципліни «Загальна фізика Оптика».

Лабораторна робота 3-1.

Вивчення інтерференції світла (Біпризма Френеля)

Мета роботи – вивчення двопроменевої інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля; визначення характеристик світлофільтра - довжини хвилі в максимумі пропускання та ширини смуги пропускання.

Обладнання та прилади – установка для спостереження інтерференції.

1. Теоретичні відомості

Двопроменева інтерференція

Інтерференція є одним із проявів хвильових властивостей електромагнітного випромінювання, зокрема – світла. Інтерференція полягає у характерному перерозподілі інтенсивностей у просторі при накладанні декількох хвиль за деяких умов. У даній роботі вивчається двопроменева інтерференція, при якій накладаються дві хвилі, і в кожній точці спостереження сходяться два промені.

Сутність явища інтерференції найлегше зрозуміти на прикладі накладання двох ідеальних монохроматичних хвиль із однаковими частотами $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ і напрямками коливань світлових векторів $\vec{E}_1 \parallel \vec{E}_2$. Такі хвилі в заданій точці спостереження збуджують коливання, що задаються наступними рівняннями для проекцій світлових векторів:

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t - k_1 l_1 + \varphi_{01}) = E_{01} \cos(\omega t - \alpha_1),$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t - k_2 l_2 + \varphi_{02}) = E_{02} \cos(\omega t - \alpha_2),$$

де E_{01} і E_{02} – амплітуди, l_1 і l_2 – шляхи, які проходять промені до точки спостереження, k_1 і k_2 – хвильові числа, що визначаються довжиною хвилі як $k = 2\pi/\lambda$; φ_{01} і φ_{02} – початкові фази хвиль, а $\alpha_1 = \varphi_{01} - k_1 l_1$ і $\alpha_2 = \varphi_{02} - k_2 l_2$ – початкові фази коливань, які збуджуються хвилями в точці накладання.

Результуючі коливання $E = E_1 + E_2$ найпростіше визначити за допомогою векторної діаграми (рис. 1), на якій коливання зображуються векторами $\vec{A}_{01}, \vec{A}_{02}$ з модулями $A_{01} = E_{01}, A_{02} = E_{02}$, які обертаються з кутовою швидкістю ω і напрямлені один до одного під кутом рівним різниці фаз цих коливань

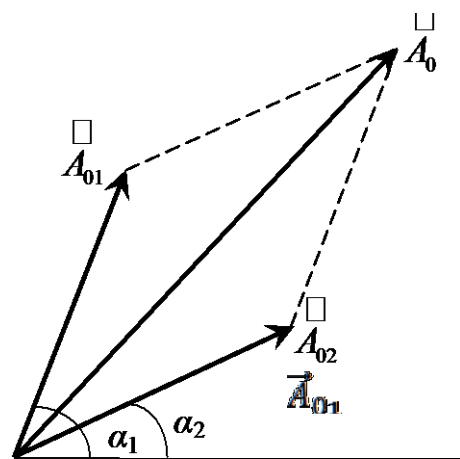


Рис. 1

$$\delta = \alpha_1 - \alpha_2 = (k_2 l_2 - k_1 l_1) - \delta_0, \quad (1)$$

де $\delta_0 = (\varphi_{02} - \varphi_{01})$ – різниця початкових фаз даних хвиль.

Відтак за теоремою косинусів можна записати:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \delta. \quad (2)$$

Інтенсивність світла визначається як середня величина густини потоку енергії і є прямо пропорційною квадрату амплітуди світлового вектора: $I = \langle |S| \rangle : E_0^2$. Тому на основі виразу (2) можна записати:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos \delta \rangle. \quad (3)$$

Отже, при накладанні двох монохроматичних хвиль однакової частоти результуюча інтенсивність у точці спостереження не дорівнює сумі інтенсивностей кожної з хвиль окремо. В цьому й полягає сутність явища інтерференції.

Такий ефект виникає через незалежність від часу різниці фаз хвиль і узгодженість коливань, які вони збуджують у точці спостереження. Такі хвилі називаються *когерентними*. Отже, *інтерференція спостерігається тільки при накладанні когерентних хвиль*.

У випадку ідеальних монохроматичних хвиль однакової частоти, згідно з (1) $\cos \delta = \text{const}$, і умова когерентності виконується точно. Але в реальних хвилях з ряду причин різниця фаз не є стабільною. Тому їхню інтерференцію можна бачити, лише коли за час спостереження¹ різниця фаз змінюється не дуже сильно так, що $\langle \cos \delta \rangle \neq 0$.

Різниця ходу променів. Умови максимумів і мінімумів

З інтерференційної формули (3) випливає, що при $\cos \delta = 1$ утворюються максимуми інтенсивності

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2,$$

а при $\cos \delta = -1$ – мінімуми

$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2.$$

При цьому найбільша різниця інтенсивностей максимумів і мінімумів (контрастність) і найкращі умови спостереження інтерференції будуть при однакових інтенсивностях пучків $I_2 = I_1$, коли $I_{\max} = 4I_0$, і $I_{\min} = 0$.

Різниці фаз, які відповідають максимумам і мінімумам, відповідно, дорівнюють:

$$\begin{aligned} \delta_{\max} &= \pm 2m\pi \\ \delta_{\min} &= \pm (2m+1)\pi, \quad m=0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (4)$$

Ці умови можна записати зручніше за допомогою співвідношення (1) за умови $\delta_0 = 0$, яка звичайно виконується на практиці:

$$\delta = k_2 l_2 - k_1 l_1 = 2\pi \left(\frac{l_2}{\lambda_2} - \frac{l_1}{\lambda_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 l_2 - n_1 l_1),$$

¹ Час спостереження – це мінімальний проміжок часу необхідний для реєстрації, приміром візуальної, розподілу інтенсивностей у просторі.

де $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$ – довжина світлової хвилі у вакуумі, а n_1, n_2 – показники заломлення середовищ, у яких поширюються промені.

Величина $L = nl$ називається оптичною довжиною шляху, або оптичним ходом променя², а величина

$$\Delta = n_2 l_2 - n_1 l_1 = L_2 - L_1$$

називається *оптичною різницею ходу* променів.

Якщо промені поширюються в одному середовищі з показником заломлення n , то

$$\Delta = n(l_2 - l_1),$$

де різниця відстаней $l_2 - l_1$ називається *геометричною різницею ходу*.

Таким чином, різниця фаз у загальному випадку та в однорідному середовищі, відповідно, визначається через різницю ходу променів формулою:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (5)$$

Підставивши ці вирази в (4), отримаємо умови *інтерференційних максимумів і мінімумів*:

$$\Delta_{\max} = \pm m \lambda_0 \quad (6)$$

і

$$\Delta_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0 = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (6a)$$

де число $m = 0, 1, 2, K$ називається *порядком* інтерференційного максимуму або мінімуму.

Інтерференційна картина при двопробеневій інтерференції

Ширина смуги При переміщенні точки спостереження в певному напрямі різниця ходу променів періодично проходить через значення, що задовольняють умови (6) і (6a). Тому в області накладання когерентних хвиль утворюється багато інтерференційних максимумів і мінімумів. При цьому, як видно з формули (3), при переході від максимуму до мінімуму і навпаки інтенсивність плавно зменшується та збільшується. Тому на встановленому на шляху хвиль екрані спостерігається *інтерференційна картина* у вигляді впорядкованої системи світлих і темних смуг. Форма цих смуг залежить від геометрії хвильових поверхонь хвиль, які інтерферують, і розташування екрана.

Як приклад розглянемо інтерференційну картину від двох розміщених у повітрі на відстані h одне від одного когерентних лінійних джерел S_1 і S_2 у вигляді довгих паралельних світних ниток перпендикулярних до площини

² Якщо промінь проходить декілька ділянок із довжинами l_i і різними показником заломлення n_i , то оптичний хід $L = \sum n_i l_i$.

рис. 2, які випромінюють світло з довжиною хвилі λ . Екран для спостереження розташований паралельно до площини джерел на відстані l .

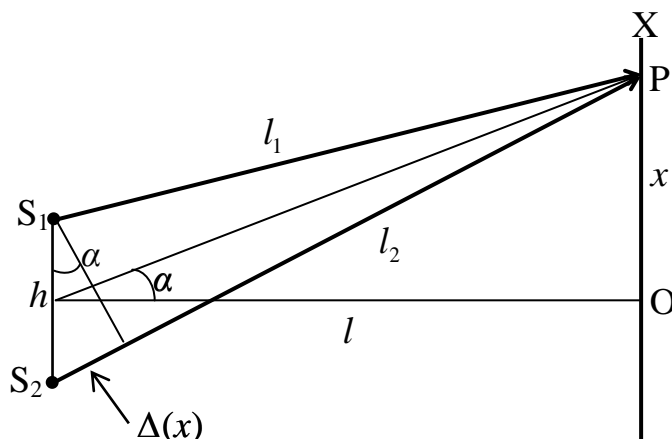


Рис. 2

У випадку лінійних джерел інтерференційна картина на екрані має вигляд паралельних до S_1 і S_2 світлих і темних смуг, які утворюються згідно з умовами (6) і (6а). Для визначення їхнього розташування на екрані знайдемо залежність різниці ходу променів, які приходять у довільну точку Р, від її координати x . У реальному досліді інтерференційні смуги можна спостерігати лише при малій відстані між джерелами $h \ll l$ і в малій центральній області екрана $x \ll l$. У такому разі кути α малі і за умови, що спостереження ведуться в повітрі ($n=1$), можна записати:

$$\begin{aligned} \Delta(x) &= h\alpha \\ x &= l\alpha \end{aligned} \Rightarrow \Delta(x) = \frac{h}{l} x. \quad (7)$$

Підставивши цей вираз в умови (6) і (6а), отримуємо координати максимумів (світлих смуг) і мінімумів (темних смуг) на екрані:

$$x_{\max} = \pm m \frac{\lambda l}{h}, \quad (8)$$

$$x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda l}{h}. \quad (8a)$$

Із цих формул видно, що в точці О ($x=0$) спостерігається центральна світла смуга порядку $m=0$, а по обидва боки від неї – симетрично розташовані світлі смуги порядків $m=1, 2, K$, розділені темними смугами (інтерференційними мінімумами). Крім того через малі розміри області спостереження відстані до джерел та інтенсивності смуг мають бути практично однаковими, як показано на рис. 3. Лишається незмінною також ширина смуги $\Delta x = x_m - x_{m-1}$ (відстань між сусідніми мінімумами), для якої з виразу (8а) виходить:

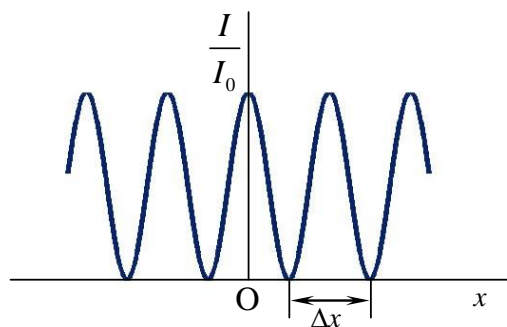


Рис. 3

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{h}. \quad (9)$$

Отже, інтерференційні смуги від двох лінійних джерел є еквідистантними, тобто розташованими на однаковій відстані одна від одної.

Інтерференційні схеми. Біпризма Френеля

Описана вище інтерференційна картина (рис.3) утворюється при інтерференції двох ідеальних монохроматичних хвиль однієї частоти. Але дослід показує, що отримати такі строго когерентні хвилі і спостерігати інтерференцію світла від двох незалежних реальних джерел (за винятком лазерів) неможливо. Це зумовлено наявністю у реальних джерел лінійних розмірів і самим механізмом випромінювання тілами світла.

Відомо, що тіла випромінюють світло не у вигляді неперервної хвилі, а як послідовність коротких імпульсів або обірваних «шматків» хвиль, які називають цугами. Ці цуги ніяк не пов'язані між собою і мають випадкові початкові фази. Тому початкова фаза в реальному світловому пучку дуже швидко й безладно змінюється. Так само змінюється і різниця фаз у пучках від незалежних джерел, тобто вони є некогерентними. Тому у формулі (3) $\langle \cos \delta \rangle = 0$ і інтерференція відсутня. Але нестабільність початкових фаз можна подолати і спостерігати інтерференцію світла, скориставшись одним точковим монохроматичним джерелом. Якщо поділити його випромінювання на два пучки й спрямувати їх так, щоби промені проходили до точок спостереження різні шляхи, то початкові фази в обох променях кожної миті будуть однаковими, і різниця фаз (1) не буде залежати від часу. Тому поділені промені будуть когерентними і можна буде спостерігати інтерференцію.

На практиці для отримання когерентних променів використовують різні способи поділу пучків, або *інтерференційні схеми*. Одна з них – схема з біпризмою Френеля – використовується в даній лабораторній роботі. Біпризма Френеля має вигляд двох однакових призм із показником заломлення n і дуже малим заломлюючим кутом ϑ , які з'єднані малими основами (рис. 4).

Як джерело використовується вузька щілина S , що опромінюється монохроматичним світлом із довжиною хвилі λ і розташована на деякій відстані a від біпризми паралельно до ребра, як показано на рис. 4. Світло,

що падає на біпризму, після заломлення в її половинах утворює два розбіжні пучки 1–1' і 2–2', які перекриваються в секторі 1–2 (зоні інтерференції).

Продовження заломлених променів перетинаються на лініях S_1 і S_2 , які можна розглядати як уявні когерентні джерела світла, утворені поділом випромінювання від одного дійсного джерела S .

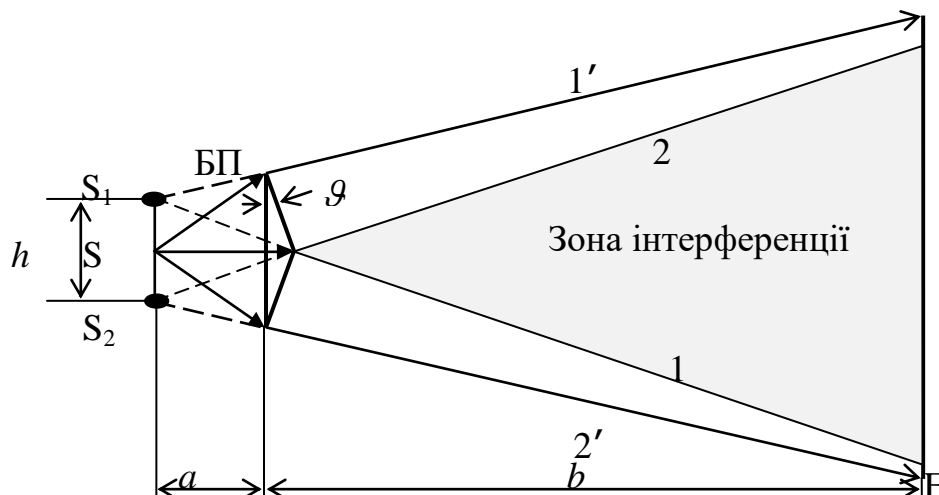


Рис. 4

Тому, в секторі перекривання пучків 1–2 відбувається двопроменева інтерференція, яку можна спостерігати у вигляді світлих і темних смуг на екрані Е розміщеному на деякій відстані b від біпризми. Ширина смуги визначається формулою (9), в якій $l = a + b$, а відстань між когерентними джерелами визначається із закону заломлення і при малому заломлюючому куті біпризми ϑ дорівнює:

$$h = 2a(n - 1)\vartheta. \quad (10)$$

Отже, в досліді з біпризмою Френеля ширина інтерференційної смуги на екрані дорівнює

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{h} = \frac{\lambda(a + b)}{2a(n - 1)\vartheta}. \quad (11)$$

У даній роботі, вимірюючи ширину інтерференційної смуги та відстань між уявними джерелами при заданій відстані від біпризми до екрана, можна визначити довжину хвилі в максимумі пропускання світлофільтра, який використовується в експерименті.

Інтерференційна картина від реальних джерел

Окрім нестабільності початкових фаз є й інші несприятливі для спостереження інтерференції світла фактори, через що реальна інтерференційна картина суттєво відрізняється від показаної на рис. 3. Ці негативні фактори пов'язані з неповною монохроматичністю та лінійними розмірами реального джерела світла.

Неповна монохроматичність світла має принциповий характер і впливає з того положення теорії, що всяка «обірвана» хвиля, зокрема цуг,

визначається не однією частотою ω та довжиною хвилі λ , а певною *спектральною шириною*, тобто цілим інтервалом значень $\Delta\omega$ та $\Delta\lambda$. Через це у досліді з біпризмою чи в будь-якій іншій інтерференційній схемі різниця фаз поділених і формально когерентних променів завжди змінюються з часом. Отож вони можуть бути або тільки частково когерентними або взагалі некогерентними, якщо за час спостереження буде $\langle \cos \delta \rangle = 0$.

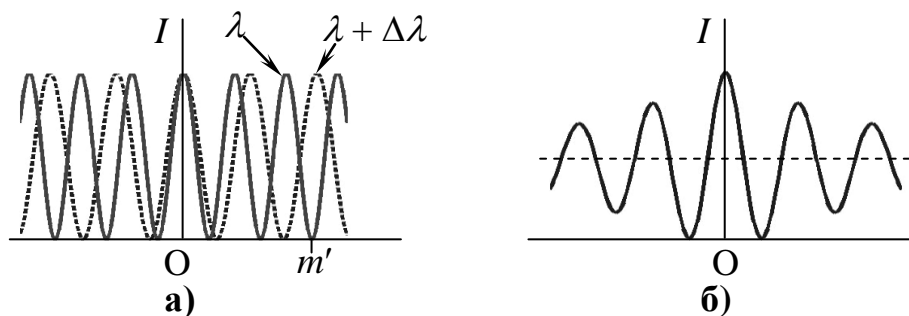


Рис. 5

Вплив неповної монохроматичності на інтерференцію в досліді з біпризмою проаналізуємо спочатку припустивши, що у спектрі випромінювання джерела S присутні тільки дві довжини хвилі: λ і $\lambda + \Delta\lambda$. Тоді розподіл інтенсивностей на екрані можна розглядати як суперпозицію двох інтерференційних картин, одна з яких створюється монохроматичними променями з довжиною хвилі λ а інша – з довжиною хвилі $\lambda + \Delta\lambda$. Ці картини характеризуються різною шириною смуги (формула (9)) і поступово «розповзаються», як показано на рис. 5а. Через це результуюча інтенсивність у максимумах буде поступово зменшуватись, а в мінімумах – збільшуватись, і смуги в решті решт зникнуть, рис. 5б. Це станеться тоді, коли максимум якогось порядку m' для довжини хвилі $\lambda + \Delta\lambda$ співпаде з мінімумом порядку m' для довжини хвилі λ . Тому з формул (8) і (8а) виходить:

$$m' = \frac{\lambda}{2\Delta\lambda}.$$

Формально число m' можна трактувати як максимальний порядок інтерференції, який можна спостерігати для таких умовних променів. Насправді ж у реальному випромінюванні присутня безліч довжин хвиль від λ до $\lambda + \Delta\lambda$, різниці котрих варіюють в інтервалі $0 \div \Delta\lambda$ і в середньому складають $\Delta\lambda/2$. Це покращує умови спостереження, і більш коректно максимальний порядок інтерференції виражається числом

$$m_{\max} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (12)$$

в якому величина

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\omega}{\Delta\omega}$$

задає ступінь монохроматичності, тобто наближеності світла до строго монохроматичного.

Таким чином, неповна монохроматичність світла обмежує кількість інтерференційних смуг, які можна спостерігати на екрані, величиною

$$N \leq 2m_{\max} = 2 \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (12a)$$

Із цього виразу в даній роботі, підраховавши максимальну кількість смуг $N \approx 2m_{\max}$, які спостерігаються, і попередньо визначену довжину хвилі λ , можна оцінити ширину смуги пропускання світлофільтра $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda \approx \frac{2\lambda}{N}. \quad (13)$$

В умовах даної роботи можна спостерігати тільки досить обмежену кількість смуг N з малою шириною смуги $\Delta\lambda$. Тому смуги спостерігаються лише в малій області біля центра екрана шириною $L = N\Delta\lambda$.

Негативний вплив на інтерференцію спричинюють і лінійні розміри джерела світла. Це пояснюється тим, що когерентні промені, які приходять у точку спостереження від різних ділянок протяжних джерел, мають не однакові різницю ходу та різницю фаз. Тому в інтерференційній формулі (3) значення $\langle \cos \delta \rangle$ є усередненим не тільки по часу, а й по всіх елементарних ділянках джерел, від яких приходять промені в точку спостереження. Як наслідок в усіх точках спостереження величина $\langle \cos \delta \rangle$ виявляється меншою, ніж у випадку точкових джерел. Через це зменшується різниця інтенсивностей максимумів і мінімумів, тобто погіршується контрастність інтерференційних смуг. Так що при великих розмірах джерел смуги взагалі зникають навіть при дуже високому ступені монохроматичності випромінювання. Тому в кожному конкретному випадку існують певні граничні розміри джерел, при яких ще можна спостерігати інтерференцію. Зокрема, у досліді з біпризмою Френеля інтерференційні смуги теоретично можна спостерігати лише коли ширина щілини b є меншою за ширину інтерференційної смуги (9):

$$b < \frac{\lambda l}{h}.$$

Таким чином, через неповну монохроматичність і скінченні лінійні розміри джерел, на практиці можна спостерігати тільки обмежену кількість інтерференційних смуг і лише при малих розмірах та достатньому ступені монохроматичності джерел.

2. Експеримент

Установка для спостережень і вимірів

Експериментальна установка являє собою оптичну лаву – масивну рейку з напрямними, на якій на спеціальних підставках (рейтерах) установлені всі елементи оптичної схеми (рис.6а). Пучок світла від освітлювача Ос

проходить через змінний світлофільтр Φ і потрапляє на розсувну щілину Ψ , яка виконує роль лінійного джерела, а потім на біпризму Френеля БП.

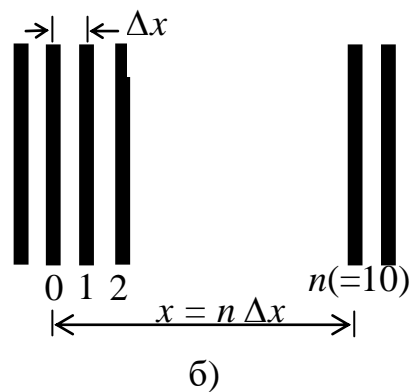
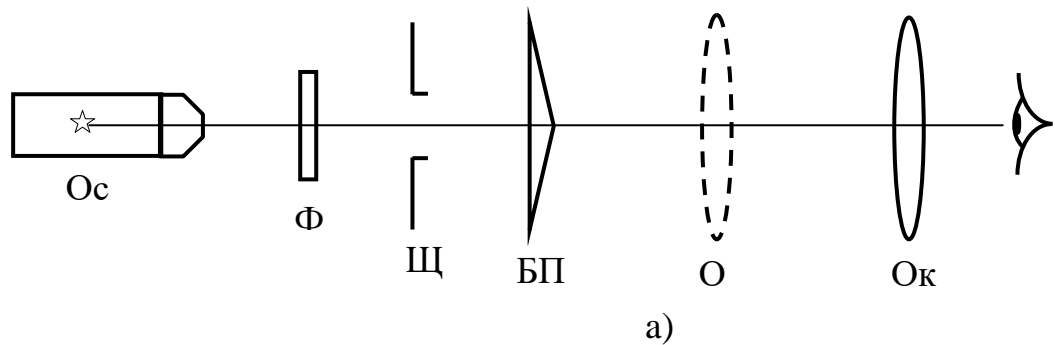


Рис. 6

Інтерференційна картина, що виникає при накладенні когерентних пучків від біпризми, спостерігається через окуляр Ок. У полі зору окуляра око бачить збільшене зображення інтерференційних смуг які схематично зображені на рис. 6б, а також вертикальну візирну нитку та горизонтальну шкалу для визначення координат і ширини інтерференційних смуг.

Для визначення відстані між уявними когерентними джерелами, утвореними біпризмою, між нею та окуляром установлюється допоміжний об'єктив О – збирна лінза з відомою фокусною відстанню F .

Налаштування установки.

Для спостереження чітких інтерференційних смуг і проведення якісних вимірів установка має бути відповідно налаштована або, як говорять – від'юстована. Для цього передбачена можливість переміщення всіх елементів як уздовж, так і впоперек осі системи. Для налаштування необхідно:

- при ширині щілини ≈ 1 мм установити елементи системи так, щоби щілина й ребро біпризми були паралельними, а світловий пучок від щілини порівну освітлював половинки біпризми і після неї потрапляв до окуляра;
- поступово зменшувати ширину щілини до появи в полі зору окуляра світлих і темних смуг. Зменшувати ширину щілини далі до величини, при якій ще забезпечується необхідна для спостережень яскравість картини;

- акуратно повертаючи біпризму на малий кут навколо осі системи, підібрати таке положення, при якому інтерференційна картина в окулярі буде максимально чіткою;
- при всіх наступних діях положення елементів системи має лишатися незмінним.

Виміри

Визначення координат і кількості інтерференційних смуг

Для кожного із змінних світлофільтрів:

1. Переміщуючи окуляр за допомогою мікрометричного гвинта, виставити візирну лінію на якусь темну смугу з лівого краю інтерференційної картини і приписати їй номер 0. Зафіксувати координату цієї смуги x_0 по лімбі мікрометра;
2. Перемістити візирну лінію на якусь темну смугу, наприклад з номером $n = 10$, у правій частині інтерференційної картини і зафіксувати її координату x_n ;
3. Вирахувати різницю координат $X = x_n - x_0$ і занести її до таблиці Табл. 1.

Виміри п.п. 1-3 повторити 3 рази.

4. Підрахувати загальну кількість смуг N , які можна розрізнити в полі зору окуляра, та занести її до таблиці Табл. 2.

Визначення відстані між уявними джерелами та довжини хвилі

1. Установити на рейці між біпризмою та окуляром допоміжний об'єктив О; пересуваючи його по рейці, отримати в полі зору окуляра Ок дві яскраві та максимально різкі лінії, що є зображеннями уявних когерентних джерел створених біпризмою.

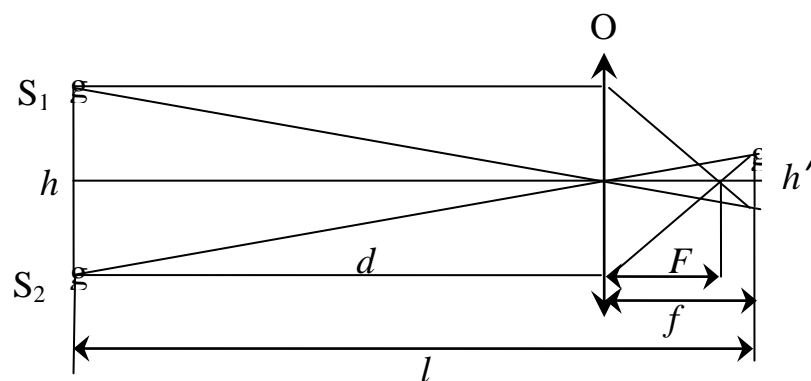


Рис. 7

Хід променів через об'єктив, положення джерел S_1 і S_2 та їхніх зображень S'_1 і S'_2 , а також потрібні відстані показані на рис.7;

2. Виміряти відстань d від щілини до площини об'єктива. Занести її та фокусну відстань об'єктива F до Табл. 2.

3. Для якогось одного світлофільтра за допомогою окуляра виміряти відстань h' між зображеннями когерентних джерел, як описано в п.1. Вимірювання провести 3 рази і результати занести до Табл. 1.

Відстань h між самими джерелами, яка потрібна для визначення за формулою (9) довжини хвилі в максимумі пропускання фільтра, знаходиться через величину h' за допомогою формули лінзи наступним чином.

З рис. 7 видно, що

$$\frac{h}{h'} = \frac{d}{f} \quad \text{і} \quad f = l - d \quad \Rightarrow \quad h = \frac{d}{l - d} h'. \quad (1) \quad 4)$$

Відтак формулу (9) можна переписати у вигляді:

$$\lambda = \frac{\Delta x d}{l(l - d)} h'. \quad (1) \quad 5)$$

Величину l , яку не можна виміряти безпосередньо, виражаємо з формули лінзи:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} \quad \Rightarrow \quad l = \frac{d^2}{d - F}. \quad (16)$$

Після підстановки цього виразу в (15) отримуємо робочу розрахункову формулу для довжини хвилі:

$$\lambda = \frac{\Delta x h' (d - F)^2}{d^2 F}. \quad (1) \quad 7)$$

Додаткове завдання (виконується за вказівкою викладача)

Прибрати світлофільтр і спостерігати інтерференційну картину в білому світлі $\lambda \approx (400 \div 800)$ нм; підрахувати та занести до Табл. 2 максимальну кількість смуг N' , що спостерігаються.

3. Обробка результатів

Для кожного із змінних світлофільтрів:

1. За даними Табл.1 обчислити середнє значення відстані $\langle X \rangle = (X_1 + X_2 + X_3)/3$ та ширину інтерференційної смуги $\Delta x = \langle X \rangle / n$. Величину Δx занести до Табл. 2;

2. За даними Табл.1 обчислити та занести до Табл. 2 середнє значення відстані між зображеннями джерел в об'єктиві $h' = (h'_1 + h'_2 + h'_3)/3$;

3. За даними Табл. 2 та формулою (14) і розрахувати та занести до Табл. 2 довжину хвилі λ в максимумі пропускання світлофільтра;

4. Використовуючи отримане значення λ та максимальну кількість смуг N із Табл. 2, за формулою (12а) оцінити ширину смуги пропускання $\Delta \lambda$ і занести її до Табл.2.

Табл. 1

Світлофільтр	1	2
n		
$X_i = x_{ni} - x_{0i}$		
h'_i		

Табл. 2

Філь тр	Δx	h'	N	F	d	λ	$\Delta\lambda$	N'
1								
2								

4. Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції?
2. Які хвилі називаються когерентними? Чому світлові хвилі, що випускаються незалежними джерелами, не когерентні?
3. Як можна отримати когерентних світлових хвилі? Навести конкретні приклади (крім біпризми Френеля).
4. За яких умов при накладанні ідеальних монохроматичних світлових хвиль інтерференційні смуги будуть максимально контрастними, а за яких вони взагалі не будуть спостерігатись?
- 5*. Чи можливо, щоби при накладанні ідеальних когерентних звукових хвиль інтерференція не спостерігалась? Чому?
6. Що називається оптичною і геометричною різницею ходу променів (хвиль)?
7. Вивести формули (5) і (5а).
8. Вивести умови (6) і (6а).
9. Побудувати хід променів від лінійного джерела через біпризму Френеля та показати зону інтерференції.
10. Беручи в досліді з біпризмою Френеля відстань від щілини до екрана $l = 1$ м і роздільну здатність ока $\Delta x_{\min} = 0,25$ мм, оцінити граничну відстань між уявними когерентними джерелами, при якій ще можна спостерігати інтерференційні смуги неозброєним оком та через окуляр із збільшенням $\times 10$
- 11*. Вивести формулу (10). Чому заломлюючі кути біпризми повинні бути дуже малими
- 12*. Беручи в досліді з біпризмою Френеля відстань від щілини до екрана $l = 1$ м і роздільну здатність ока $\Delta x_{\min} = 0,25$ мм, оцінити максимально

допустимий заломлюючий кут біпризми при спостереженнях неозброєним оком та через окуляр із збільшенням $\times 10$.

13. Проаналізувати вплив на ширину інтерференційної смуги зміни відстані між щілиною та біпризмою при незмінній відстані від щілини до екрана?

14. Проаналізувати вплив на ширину інтерференційної смуги зміни відстані від щілини до екрана при незмінному відношенні відстаней від біпризми до екрана та до щілини?

15*. Як і чому впливає на інтерференційну картину неповна монохроматичність світла? Отримати вираз (12а) для максимальної кількості смуг

16. Приймаючи в досліді з біпризмою Френеля для довжини хвилі в максимумі пропускання λ та ширини смуги пропускання $\Delta\lambda$ значення 560 нм і 80 нм, відповідно, оцінити ширину зони інтерференції на екрані віддаленому від щілини на відстань 1 м при відстані між когерентними джерелами 1 мм.

17*. У досліді з білим світлом (додаткове завдання) центральна довжина хвилі $\lambda \approx 600$ нм, а інтервал довжин хвиль (спектральна ширина пучка) $\Delta\lambda \approx 400$ нм. Отже згідно з умовою (12а), $N \approx 3$. Натомість у досліді спостерігається істотно більша кількість смуг N' . Як це можна пояснити?

18*. Як і чому впливають на інтерференційну картину лінійні розміри джерела світла?

19. Вивести співвідношення (14) і (16).

20. Отримати робочу формулу (17).

Література

1. Иродов И. Е., Волновые процессы – М.: Лаборатория базовых знаний, 2002, §§ 4.1, 4.3.
2. Кучерук І. М., Горбачук І. Т., Загальний курс фізики, т.3 – К.: «Техніка», 2000, §§ 3.1, 3.2.

Лабораторна робота 3-2

Вивчення інтерференції світла (кілець Ньютона)

Мета роботи – Вивчення явища інтерференції світла; спостереження кілець Ньютона, вивчення смуг рівної товщини на прикладі кілець Ньютона; визначити радіус кривизни сферичної поверхні прозорого тіла (лінзи) та довжини когерентності джерела випромінювання.

1. Теоретичні відомості

Зважаючи на те, що за своєю природою випромінювання незалежних природних джерел світла некогерентне, для отримання когерентних пучків та спостереження інтерференції світла світлову хвилю від одного джерела в той чи інший спосіб ділять на дві когерентні хвилі. Один з таких способів - часткове відбиття та заломлення при падінні світлового пучка на тонку прозору пластину (плівку) з паралельними чи майже паралельними гранями, що заломлюються (рис. 1). В результаті заломлення та часткового відображення від верхньої та нижньої граней з кожного променя 1, що падає на плівку, формується два когерентних промені 1' та 2' майже однакової інтенсивності, що утворює передумови для спостереження чіткої інтерференційної картини у відображеному світлі, тобто при розгляді пластинки з боку напрямку відбитих променів. Умови виникнення інтерференційної картини визначаються ступенем часової та просторової когерентності використаного світла і роздільною здатністю реєструючого приладу та зводяться до вимоги малості товщини пластини h та кута γ між її заломлюючими поверхнями.

Розглянемо інтерференцію в відбитому світлі від плоского прозорого клина з кутом γ . Припустимо, що клин освітлюється паралельним пучком квазімонохроматичного світла (рис.1).

Позначимо показник заломлення клина n_2 , а показники заломлення середовища зверху та знизу клина n_1 та n_3 відповідно. Промені 1 та 2 падають на верхню поверхню. Промінь 1 заломлюється в точці А та після відбиття в точці виходить в точці Р у напрямку 1'. Промінь 2 відбивається в точці Р та розповсюджується у напрямку 2'. Якщо промені 1 та 2 когерентні, то в точці Р вони будуть інтерферувати.

Позначимо α та β кути падіння та заломлення в точці А, ВF і DB – перпендикуляри до верхньої та нижньої поверхонь клина відповідно, а $h = DB$ – відрізок перпендикуляру проведеного з точки В. Тоді кут відбивання в точці В складе $\beta + \gamma$. Оптична різниця ходу, між променями 1 та 2 в точці Р, виходячи з малюнку складе $\Delta = n_2(AB + BP) - n_1 EP$. Далі, виконуючи нескладні тригонометричні перетворення отримаємо:

$$BF = h \cos \gamma, AB = h \frac{\cos \gamma}{\cos \beta}, BP = h \frac{\cos \gamma}{\cos(\beta + 2\gamma)} \quad \text{та} \quad AB + BP = h \cos \gamma \left(\frac{1}{\cos \beta} + \frac{1}{\cos(\beta + 2\gamma)} \right),$$

$$AP = h \cos \gamma (tg \beta + tg(\beta + 2\gamma)), \quad EP = h \cos \gamma \sin \alpha (tg \beta + tg(\beta + 2\gamma))$$

Враховуючи закон

заломлення світла в точці **A**: $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$ вираз для оптичної різниці ходу набуває вигляду:

$$\Delta = hn_2 \cos \gamma \left[\frac{1}{\cos \beta} + \frac{1}{\cos(\beta + 2\gamma)} - \left(\frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} + \sin \beta \cdot \operatorname{tg}(\beta + 2\gamma) \right) \right] \quad (1)$$

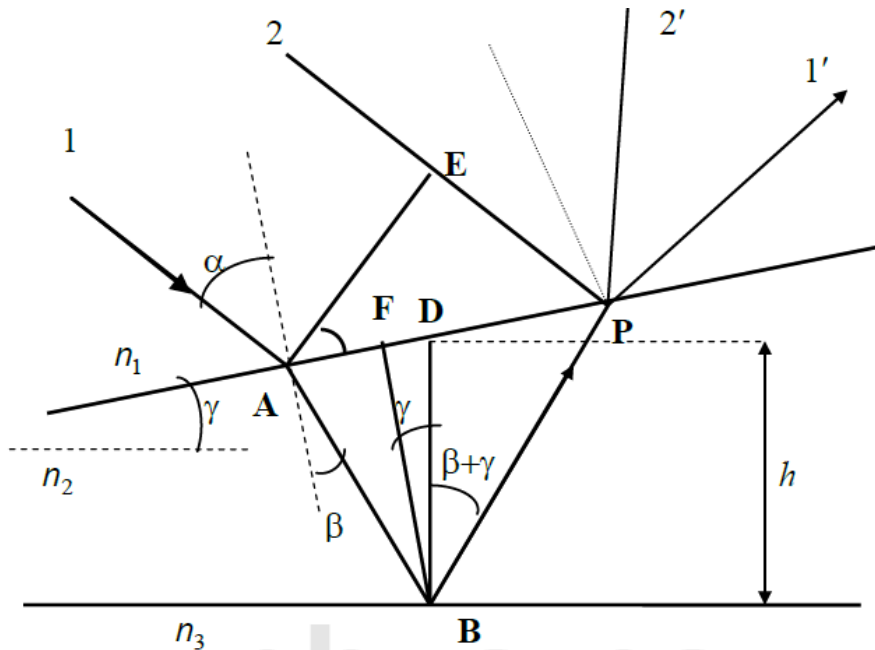


Рис.1

Якщо, кут клину γ достатньо малий, то $\cos \gamma \approx 1$, $\cos(\beta + 2\gamma) \approx \cos \beta$, $\sin(\beta + 2\gamma) \approx \sin \beta$ і наближене значення для оптичної різниці ходу набуває виду

$$\Delta \approx 2hn_2 \cos \beta = 2h\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}. \quad (2)$$

Якщо $n_1 < n_3 = n_1$, тобто клин розташований у повітрі, необхідно враховувати зміну фази на π (в точці **B** на рис 1)

$$\Delta \approx 2h\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}, \quad (3)$$

де λ - довжина хвилі

Так, під час використання лампи розжарювання зі звичайним світлофільтром (кольорове скло) та візуальному спостереженні повинні виконуватися вимоги $h < 10^{-2}$ та $\vartheta < 10^\circ$.

При малих ϑ оптична різниця ходу променів 1' та 2' $\Delta \approx 2h\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}$, де h - товщина пластини в місці падіння променя, n - показник заломлення пластини, i - кут падіння променя, λ - довжина світлової хвилі у вакуумі.

Загальні умови інтерференційних мінімумів $\Delta \approx 2h\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} = k\lambda$

та максимумів $\Delta \approx 2h\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} = (k + \frac{1}{2})\lambda$,

де $k = 0, 1, 2$ - порядок (номер) інтерференційної смуги.

Розрізняють два випадки інтерференції в тонких пластинах при освітленні їх монохроматичним світлом: 1) світло падає під різними кутами на плоскопаралельну пластину та 2) паралельний пучок променів падає на клиноподібну пластину. У першому випадку $h = \text{const}$, та результат інтерференції залежить лише від кута падіння α . Інтерференційні смуги у цьому випадку називаються смугами рівного нахилу; у другому - різниця ходу залежить від товщини клину в місці падіння променя та інтерференційна картина являє собою сукупність темних та світлих смуг, що називаються смугами різної товщини, адже кожна смуга відповідає одній і тій самій товщині клину. Якщо клин освітлюється по нормалі до поверхні ($\alpha = 0$), як це зазвичай буває, то можна записати умови спостереження темних інтерференційних смуг рівної товщини

$$2n_2h = k\lambda \quad (4)$$

В наведеній роботі досліджуються смуги рівної товщини, що виникають під час освітлення повітряного клину, утвореного сферичною поверхнею скляної лінзи, та стикаються з нею поверхнею плоскопаралельної скляної пластини.

2.Опис експериментальної установки «кільця Ньютона»

Для спостереження інтерференційних кіл Ньютона використовується система, що складається з дотичних, як наведено на рис. 2, плоско-опуклої лінзи (1) великого радіусу кривизни та товстої плоскопаралельної пластинки (2).

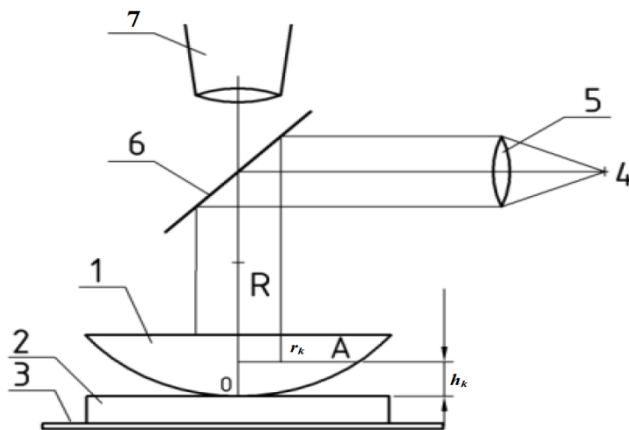


Рис.2

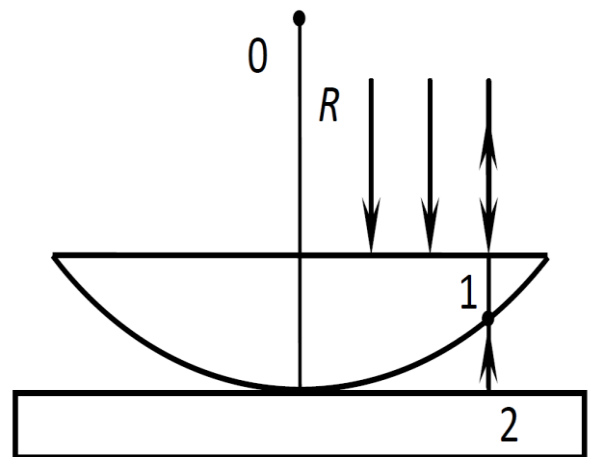


Рис.3

Лінза торкається пластини в точці (O). Пластина з лінзою розташовані на предметному століку (3) мікроскопу. Світло від лампочки зі світлофільтром (4), розташованої у фокусі збираючої лінзи (5) направляється на прозору скляну пластинку (6), встановлену під кутом 45° до напрямку променів. Відбиті від пластинки вниз промені падають нормально на

поверхню лінзи паралельним пучком. Далі частина світла відбивається в точці 1 (рис.3). Також частина світла відбивається безпосередньо від пластини в точці 2 (рис.3) і потрапляє потрапляють до зорової труби мікроскопу (7). Інтерференційна картина (система кіл Ньютона) спостерігається за допомогою окулярного мікрометра мікроскопа, забезпеченого вимірною шкалою для визначення розміру інтерференційних кіл. Загальний вигляд установки для дослідження кілець Ньютона наведено на рис. 4



Рис.4

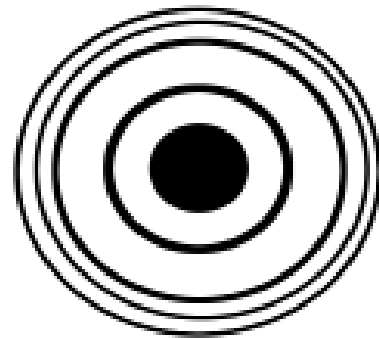


Рис.5

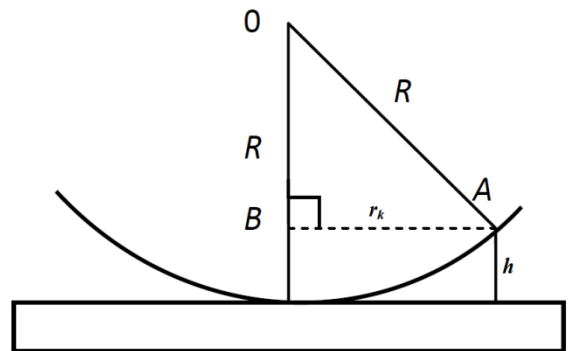


Рис.6

Простір між опуклою поверхнею лінзи та верхньою площиною пластини є тонким повітряним ($n=1$) клином, при відбитті від поверхонь якого формується два когерентних відбитих пучка променів, інтерферуючих з утворенням системи смуг рівної товщини у вигляді концентрованих темних та світлих кілець (рис. 5).

Використовуючи очевидні з рис. 6 геометричні співвідношення та умови (3) та враховуючи малість h_k при великих R , легко отримати загальний вираз для радіусів r_k темних та світлих r_m кіл Ньютона при спостереженні у відбитому світлі:

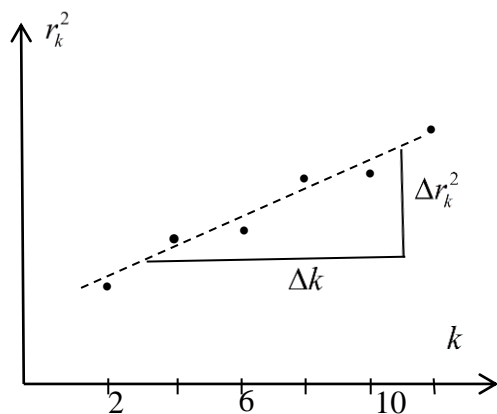
$$r_k = \sqrt{kR\lambda}, \quad (5)$$

$$r_{cs} = \sqrt{(2m-1)\frac{\lambda}{2}R} \quad (6)$$

З (5) видно, що в центрі спостерігається темна пляма (нульове «коло») і що зі збільшенням номеру k відстань між сусідніми колами зменшується. Тому при достатньо великих k світлі та темні кільця зливаються та інтерференційна картина зникає. Кількість кіл, що спостерігаються, тим більша, чим більший радіус кривизни використовуваної лінзи. Іншою причиною, що обмежує кількість кіл, що спостерігаються, є неповна монохроматичність використовуваного світла, через що максимальний порядок (номер) спостережень смуги не перевищує значення $k_{\max} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, де $\Delta\lambda$ - інтервал довжин хвиль в опромінюючому пучку світла. Отже визначивши максимальну кількість спостерігаємих темних кілець, можна вирахувати довжину когерентності джерела випромінювання:

$$l_{\text{ког}} = \lambda k_{\max} \quad (7)$$

Виміри радіусів r_k інтерференційних кіл при освітленні лінзи світлом відомої довжини хвилі λ дозволяє визначити (згідно з формулою 5) радіус кривизни R сферичної поверхні досліджуваної лінзи $R = \frac{r_k^2}{k\lambda}$. Для підвищення



точності метода вимірюють радіуси кількох кіл r_k та вибудовують графік залежності r_k^2 от k (рис. 7). Радіус кривизни R лінзи визначають за нахилом прямої на графіку:

$$R = \frac{\text{tg} a}{\lambda}, \text{tg} a = \frac{\Delta(r_k^2)}{\Delta k} \quad (8)$$

Значення $\text{tg} a$ визначають за методом найменших квадратів (МНК). ($r_k^2 = y_i$, $k = x_i$).

Рис.7

3.Порядок виконання роботи

1. Згідно з інструкцією на робочому місці настроїти установку та отримати чітку інтерференційну картину.
2. Згідно з інструкцією виміряти координати лівих x_k^{\cdot} та правих $x_k^{\cdot\cdot}$ точок перетину з візирною лінією вимірювальної шкали мікроскопа для 10 перших кіл.
3. Вирахувати число k_{\max} для всіх видимих темних кіл. Значення k_{\max} , λ занести до таблиці.

4.Обробка результатів

1. Для всіх виміряних кіл визначити значення r_k^2 та занести їх в таблицю.
2. Відповідно до отриманих значень r_k^2 нанести точки на графік залежності r_k^2 від k

3. За допомогою МНК розрахувати кутовий коефіцієнт $\text{tga } a$ апроксимуючий прямій залежності k_k^2 від k і стандартну похибку σ_a
4. За формулою (8) розрахувати радіус кривизни R та оцінити похибку σ_R .
5. За формулою (7) визначіть довжину когерентності світла.

5.Контрольні запитання

1. Що таке інтерференція світла і при яких умовах вона виникає?
2. Які хвилі називаються когерентними? Чому природні джерела світла не когерентні?
3. Як отримати когерентні хвилі в оптиці? Наведіть приклад та поясніть принцип роботи.
4. Що таке геометрична та оптична різниця ходу променів ? Зв'язок між ними в однорідному середовищі.
5. Виведіть відношення між різницею фаз та різницею ходу двох когерентних хвиль.
6. Виведіть формулу (1) та умови (3)
7. Що таке смуги однакового нахилу ? Дуже тонка плоскопаралельна пластина $h \approx 10^{-6} \text{ м}$ освітлюється паралельним пучком білого світла так, що кут падіння променів α поступово збільшується від $\alpha \geq 0^\circ$ до $\alpha \leq 90^\circ$. Що буде відбуватися при спостереженні за пластинкою у відбитих променях?
8. Що таке смуги однакової товщини? Отримати вираз для відстані Δx між сусідніми темними смугами при нормальному освітленні клина з кутом γ і показником заломлення n світлом з довжиною хвилі λ у вакуумі. Оцініть максимально можливе значення γ при спостереженні за інтерференцією неозброєним оком. Роздільну здатність ока брати: $\Delta x_0 = 0,2 \text{ мм}$, $n = 1,5$, $\lambda = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$
9. Що таке кільця Ньютона? Поясніть як вони утворюються та виведіть формулу (4)
10. Чи теоретично можливо виникнення кіл Ньютона при спостереженні за світлом що проходить а не відбивається ? В чому у такому випадку полягає різниця з картиною утвореною відбитим променями? Чи можлива чітка інтерференційна картина у випадку прохідних променів на практиці?
11. У досліді «кільця Ньютона» промені, відбиті від верхньої поверхні лінзи та нижньої поверхні пластини (див. рис. 3), формально теж когерентні. Чому в такому випадку вони не враховуються в розрахунку інтерференційної картини?
12. Використовуючи (4), отримайте наближене значення для відстані Δr_k між сусідніми темними кільцями у випадку великих k . Оцініть за допомогою нього кількість кілець, які можна було б спостерігати неозброєним оком при суворомонохроматичному освітленні світлом $\lambda = 600 \text{ нм}$ лінзи $R = 5 \text{ м}$ при роздільній здатності ока $\Delta x = 0,2$ При якій максимальній спектральній ширині $\Delta \lambda$ використовуваного світла його неповна монохроматичність ще не позначиться на числі спостережуваних кілець?
13. Коли в установці для спостереження кілець Ньютона простір між лінзою

та пластинкою заповнили прозорою рідиною, радіуси темних кілець у відбитому світлі зменшились у $k = 1,2$ рази. Визначити показник заломлення n рідини.

14. Тонкий скляний ($n = 1,5$) клин з кутом $\vartheta = 1,5'$ і довжиною $l = 5$ см опромінюють по нормалі через червоний світлофільтр $\lambda = 650$ нм і спостерігають інтерференційні смуги у відбитих променях. Знайти ширину полоси пропускання фільтра $\Delta\lambda$, якщо смуги займають половину поверхні клина.

Література

1. Кучерук І.М., Горбачук І.І. Загальний курс фізики. Т.3. Оптика. Квантова фізика, §§3.3, 3.4 – К: Техніка, 1999.
2. Савельев И. В. Курс общей физики, т. 2. §§ 98,99 – М. : Наука, 1982.
3. Иродов И. Е. Задачи по общей физике. – М.: Наука, 1988
4. Иродов И.Е. «Волновые процессы. Основные законы», §§ 6.1, 6.2,

Лабораторна робота 3-3. Вивчення дифракції Фраунгофера на щілині

Мета роботи: дослідження дифракційної картини в паралельних променях на вузькій щілині; визначення довжини хвилі випромінювання лазера.

Обладнання та прилади: Установка для дослідження дифракції.

Теоретичні відомості

Дифракцією називають відхилення від прямолінійного напрямку поширення хвиль, зокрема світлових, в середовищах із різкими неоднорідностями. Зазвичай ці неоднорідності являють собою невеликі непрозорі перешкоди або отвори в непрозорому екрані на шляху хвилі. Розподіл інтенсивності в просторі – хвильове поле або «дифракційна картина» – залежить від розташування та розмірів перешкод, а також від способу спостереження. У даній роботі досліджується дифракція Фраунгофера, або дифракція паралельних променів. Паралельним променям відповідають плоскі хвильові поверхні, отож фраунгоферова дифракція є дифракцією плоских хвиль. В даній роботі пучок паралельних світлових променів спрямовують на вузьку щілину і спостерігають дифракційну картину, що утворюється на встановленому за щілиною віддаленому екрані, паралельному до площини щілини.

Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля, розподіл інтенсивності (світлове поле) за щілиною є результатом накладання когерентних вторинних хвиль, які приходять у дану точку від різних точок хвильової поверхні на щілині. Ці вторинні хвилі поширюються під різними кутами. Тому, аби спостерігати саме дифракцію Фраунгофера, екран розміщують на великій порівняно з шириною щілини відстані («на нескінченності»), або в фокальній площині поставленої між щілиною та екраном збірної лінзи. В такому разі в будь-яку точку екрана приходять промені, що йдуть від щілини під одним і тим самим кутом, тобто паралельно.

Нехай на довгу пряму щілину ширини b (рис. 1), яка розташована перпендикулярно до площини рисунка, по нормалі падає паралельний пучок монохроматичних променів із довжиною хвилі λ . Подумки поділимо хвильову поверхню, що розташована в площині щілини, на елементарні поздовжні зони шириною dx . Кожна зона випускає циліндричну хвилю із

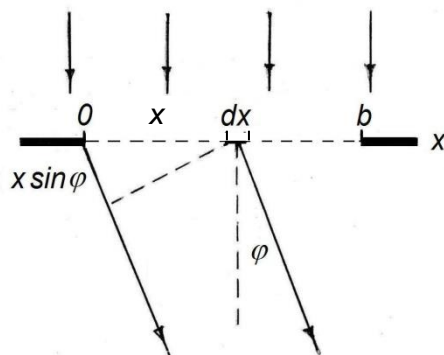


Рис. 1

віссю, паралельною до осі щілини. То ж із міркувань симетрії випливає, що на екрані на будь-якій лінії, паралельній до щілини, інтенсивність світла однакова. Тому можна розглядати лише промені, що поширюються в площині рис. 1.

У будь-яку точку екрана (на рис. 1 не показаний) потрапляють промені, що виходять із усіх ділянок dx під певним кутом дифракції

φ . Кожна з них створює на екрані елементарні коливання електричного поля dE_φ , які, згідно з принципом Гюйгенса-Френеля, можна виразити у вигляді:

$$dE_\varphi = a \cos(\omega t - \phi) ds.$$

Якщо початкову фазу коливань від лівого точки $x=0$ прийняти за нуль, то $\phi = (2\pi/\lambda)x \sin \varphi$. Крім того, площа ділянки прямо пропорційна її ширині $ds: dx$, отже в (1) можна записати $a ds = A dx$. Відтак

$$dE_\varphi = A \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi\right) dx,$$

де A – амплітудний множник, який залежить від амплітуди падаючої хвилі та параметрів щілини. Оскільки ширина щілини набагато менша за відстань до екрана, амплітуди вторинних хвиль є практично однаковими, отже можна прийняти $A = \text{const}$. У такому разі світлові коливання, що створюються всією щілиною, за принципом суперпозиції визначаються, як

$$E_\varphi = \int dE_\varphi = A \int_0^b \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi\right) dx.$$

Ураховуючи, що інтенсивність світла $I: \langle E^2 \rangle$, після інтегрування та усереднення по часу величини E_φ^2 отримаємо наступну формулу для інтенсивності на екрані при фраунгоферовій дифракції на щілині:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2((\pi b \sin \varphi)/\lambda)}{((\pi b \sin \varphi)/\lambda)^2}. \quad (1)$$

Тут φ – кут дифракції, I_0 – константа, що має розмірність інтенсивності й залежить від ширини щілини та падаючого на неї світлового потоку.

Для зручності обробки результатів вимірювань у формулі (1) доцільно ввести позначення

$$\alpha = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} \quad (1a)$$

і записати її у вигляді:

$$I_\varphi = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \quad (1b)$$

Аналіз формули (1) показує, що дифракційна картина на екрані складається із центрального максимуму $I_{\max} = I_0$ при $\varphi = 0$ та низки симетрично розміщених мінімумів і побічних максимумів, як показано на графіку залежності I від $\sin \varphi$, рис. 2. Якщо $\sin(\pi b \sin \varphi / \lambda) = 0$, при $\varphi \neq 0$, то $I = 0$.

Звідси випливає умова дифракційних мінімумів для щілини:

$$\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} = \pm m\pi \Rightarrow b \sin \varphi = m\lambda, \quad m = 1, 2, K \quad (2)$$

Число m називається порядком мінімуму. Між мінімумами розташовуються

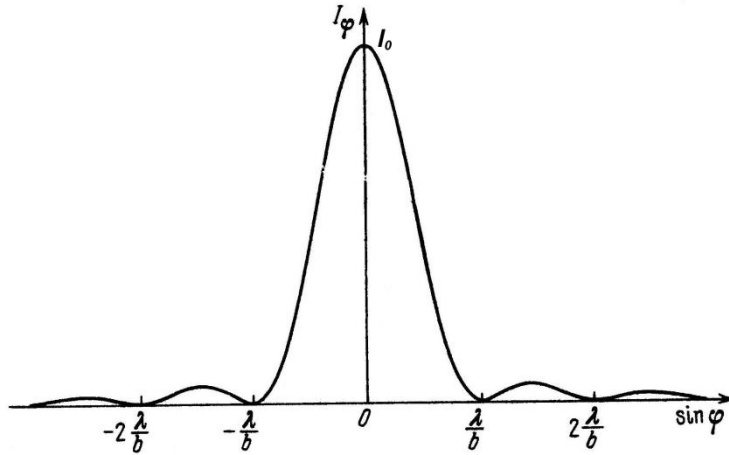


Рис. 2

побічні максимуми. Як видно з (1), їхнє точне положення не визначається простою формулою. Але, оскільки дифракція реально спостерігається лише при невеликих кутах φ , можна вважати, що побічні максимуми розміщуються посередині між сусідніми мінімумами, і прийняти для них таку наближену

умову:

$$b \sin \varphi \approx \pm (m + \frac{1}{2})\lambda, \quad m = 1, 2, K$$

Відповідно до цієї умови, з дифракційної формули (1) для інтенсивності побічних максимумів виходить:

$$I'_{\max} = I_0 / \left(m + \frac{1}{2} \right)^2 \pi^2, \quad \text{або} \quad I_0 : I'_{\max} = 1 : \left(m + (1/2) \right)^2 \pi^2$$

Звідси випливає таке співвідношення інтенсивностей центрального та перших побічних максимумів:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = 1 : \frac{1}{22} : \frac{1}{62} : \frac{1}{125} : \dots$$

Отже, побічні максимуми є слабкими: навіть найсильніший з них за інтенсивністю складає лише 4,5% від центрального. Тому при малих інтенсивностях опромінюючого світла можна побачити тільки близькі до центрального побічні максимуми.

Повна кількість мінімумів і побічних максимумів визначається шириною щілини та довжиною світлової хвилі. Оскільки $|\sin \varphi| \leq 1$, то при $(b/\lambda) \gg 1$ з умови (2) для кількості мінімумів N маємо:

$$b \leq m\lambda \Rightarrow N = 2m_{\max} \approx \frac{2b}{\lambda}. \quad (3)$$

Повна кількість побічних максимумів дорівнює $N - 2$. Отже, при збільшенні ширини щілини кількість дифракційних смуг збільшується, відстань між ними зменшується, а самі смуги вужчають. При цьому помітні смуги спостерігаються тільки при малих кутах дифракції, і кутова ширина дифракційної смуги $\delta\varphi$ (кут між напрямками на два сусідні мінімуми) легко визначається. Позначивши кути дифракції для мінімумів порядку m і $m + 1$, відповідно, як φ і $\varphi + \delta\varphi$ (рис. 3), і врахувавши, що при малих кутах $\sin \varphi \approx \varphi$, з умови (2) знаходимо:

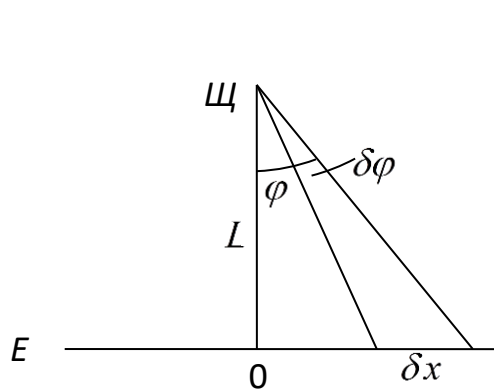


Рис. 3.

$$\begin{cases} b\varphi = m\lambda \\ b(\varphi + \delta\varphi) = (m+1)\lambda \end{cases} \Rightarrow \delta\varphi = \frac{\lambda}{b}.$$

Лінійна відстань δx між мінімумами на екрані E

$$\delta x \approx L\delta\varphi = \frac{\lambda L}{b}.$$

Аби дифракційні смуги можна було спостерігати візуально, величина δx повинна бути не меншою, ніж роздільна здатність ока δx_0 , тобто найменша відстань між двома лініями, що візуально сприймаються як окремі. Тому неозброєним оком дифракційну картину можна спостерігати тільки коли ширина щілини не перевищує значення

$$b_{\max} = \frac{\lambda L}{\delta x_0}. \quad (4)$$

При більшій ширині щілини смуги перестають розрізнятися й утворюють по обидва боки від центрального максимуму слабко освітлені суцільні «крила». Можливість візуального спостереження дифракційної картини обмежується і в області малих ширин щілини. Справді, з (3) випливає, що при зменшенні ширини щілини кількість дифракційних смуг зменшується, а самі вони розширюються, і при $b = \lambda$ маємо $N = 1$. В такому разі весь екран незалежно від розміру одноосібно займається центральним максимумом, і говорити про дифракційну картину втрачає сенс. Із указаних причин дифракція реально спостерігається, коли ширина щілини складає приблизно $(10 \div 10^3)\lambda$.

Експеримент

Експериментальна установка складається із змонтованих на оптичній рейці монохроматичного джерела світла $Дж$, розсувної вертикальної оптичної щілини $Щ$ та екрана E , як схематично показано на рис. 4. Пучок променів від джерела проходить крізь щілину й потрапляє на екран, утворюючи на ньому дифракційну картину у вигляді низки світлих і темних смуг – дифракційних максимумів і мінімумів.

На осі системи в т.О утворюється яскравий центральний максимум, а обабіч – симетрично розміщені темні мінімуми та менш яскраві побічні максимуми. Для забезпечення умов спостереження дифракції Фраунгофера як джерела використовуються лазери, що випромінюють практично нерозбіжні (паралельні) світлові пучки з високим ступенем монохроматичності. Крім того екран розміщується на достатньо великій відстані L від щілини, і виміри здійснюються в невеликій області на відстанях $x \ll L$ від центра екрана. В такому разі промені, що приходять в якусь точку екрана, є практично паралельними.

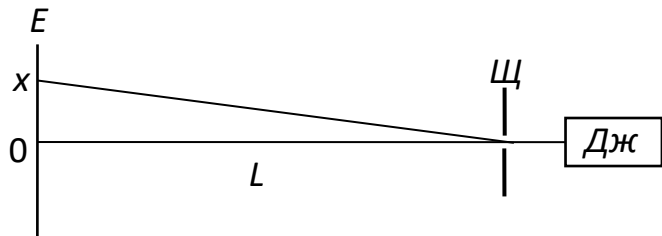


Рис. 4.

За вказаних умов кути дифракції $\varphi \ll 1$, і можна покласти $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = (x/L)$. Тоді умову (2) можна записати, як:

$$b \frac{x}{L} = \pm m \lambda \Rightarrow \lambda = \frac{bx}{mL} \quad (5)$$

В роботі використано три лазери, що генерують у синій, зеленій та червоній областях спектра. Дифракційну картину можна спостерігати візуально на екрані з горизонтальною лінійкою, за допомогою якої можна вимірювати відстані x у виразах (5). В установці передбачено можливість заміни екрана на фотоприймач – фотодіод із вузьким входним віконцем, який підключений через підсилювач до вольтметра й може переміщуватись у горизонтальному напрямку в площині екрана. При однорідному освітленні віконця напруга на фотодіоді є прямо пропорційною інтенсивності світла, що падає на нього: $U \sim I$. Це дозволяє визначати відносну інтенсивність світла в різних точках дифракційної картини за показами вольтметра.

Порядок виконання роботи

Дослідження умов спостереження дифракції

1. Згідно з інструкцією на робочому місці ввімкнути червоний лазер і візуально спостерігати дифракційну картину на екрані.

2. Повністю закрити щілину, встановивши лімб мікрометричного гвинта на декілька поділок лівіше від «0». Потім повільно відкривати щілину, доки не з'являться ознаки освітленості в центрі екрана. Встановити, яка кількість поділок на лімбі n_0 відповідає ширині щілини $b = 0$. Занести величину n_0 до протоколу й надалі враховувати при встановленні ширини щілини.

3. Збільшуючи ширину щілини b , спостерігати звужування дифракційних смуг на екрані та визначити величину b_{\max} , при якій перестають розрізнятися окремі смуги; занести величину b_{\max} до протоколу.

Визначення довжини хвилі випромінювання лазера

4. Увімкнути червоний лазер і встановити ширину щілини b_1 , при якій відстань від центра екрана до третього побічного максимуму ($m = 3$) складе приблизно 10 см. Занести величину b_1 до табл. 1. По шкалі на екрані виміряти координати x_m і x_{-m} перших трьох мінімумів ($m = 1, 2, 3$) праворуч і ліворуч від центра екрана, відповідно, та занести отримані значення до табл. 1. Примітка. Значення x_m і x_{-m} як праворуч, так ліворуч від центра заносити до таблиці і в розрахунках брати із знаком «+».

5. Увімкнути зелений лазер і повторити виміри п. 4 при тій самій щілині b_1 . По тому повторити виміри п. 4 із синім лазером. Усі дані занести до табл. 1.

Виставити ширину щілини $b_2 = 0,5b_1$ і виконати вимірювання п. 4 і п. 5. Усі дані занести до табл. 1.

Табл. 1

Відстань від щілини до екрана $L = \dots$, мм; $b_{\max} = \dots$, мм								
Лазер	Щілина, b , мм	Порядок смуги m	Координата, мм			x/L	λ_m , нм	$\langle \lambda \rangle$, нм
			x_m	x_{-m}	x			
Червоний	$b_1 =$	1						
		2						
		3						
	$b_2 =$	1						
		2						
		3						
Зелений	$b_1 =$	1						
		2						
		3						
	$b_2 =$	1						
		2						
		3						
Синій	$b_1 =$	1						
		2						
		3						
	$b_2 =$	1						
		2						
		3						

Аналіз форми центрального максимуму (Додаткове завдання)

7. Згідно з інструкцією на робочому місці замість екрана встановити фотоприймач, який може переміщатися по горизонталі в поперечному до осі системи напрямку. Визначити по лінійці на оптичній рейці і занести до протоколу відстань L від щілини до фотоприймача.

8. Увімкнути червоний лазер; занести до протоколу його довжину хвилі $\lambda = 0,633$ мкм. Підібрати ширину щілини b так, аби ширина центрального максимуму була приблизно 10 см. Визначити величину b по лімбі мікрометричного гвинта й занести до протоколу.

9. Переміщуючи фотоприймач, знайти його положення x_0 , в якому покази індикатора (вольтметра) U_0 є максимальними. Величину U_0 (у поділках шкали) занести до протоколу. За лінійкою визначити координату точки x_0 , що відповідає центру дифракційної картини, та занести її до протоколу.

Примітка. Виміри координати x_0 та координат x_i в п. 10 виконувати при переміщенні фотоприймача в одному й тому самому напрямку.

10. Зняти покази вольтметра U_i для 10 точок x_i в межах центрального максимуму (по п'ять з кожного боку); значення x_i і U_i занести до табл. 2.

Табл. 2

$L = \dots, \text{мм}; \quad \lambda = 0,633 \text{ мкм}; \quad b = \dots, \text{мм}; \quad x_0 = \dots, \text{мм}; \quad U_0 = \dots, \text{под.}$								
Точка	$x_i, \text{мм}$	$ x_i - x_0 , \text{мм}$	$\sin \varphi_i$	α	$\sin \alpha$	$U_i, \text{под}$	$(I_i/I_0)_{\text{дєт}}$	$(I/I_0)_{\text{дєт}}$
1								
2								
3								
4								
5								
6	$x_0 =$	0	0	0	0	$U_0 =$	1,0	1,0
7								
8								
9								
10								
11								

Обробка результатів

1. За даними табл. 1:

- для кожного досліду обчислити та занести до табл. 1 величини $x = (x_m + x_{-m})/2$ да x/L ;
- для кожного значення m і b обчислити за формулою (2) величину λ_m і занести її до табл. 1.
- за формулою $\langle \lambda \rangle = \frac{1}{6} \sum_m \lambda_m$ обчислити середнє значення довжини хвилі випромінювання кожного лазера й занести її до табл. 1.
- із формули (4) на основі визначеної в п. 3 величини b_{max} оцінити роздільну здатність ока $\delta x_0 = \dots$ і \dots .

2. За даними табл. 2:

- для кожної точки обчислити та занести до табл. 2 величини $x = |x_i - x_0|$ і $\sin \varphi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + L^2}}$;
- для кожної точки обчислити та занести до табл. 2 величину α (за формулою (1a)) та $\sin \alpha$;

- в усіх точках x_i за показами вольтметра обчислити та занести до табл. 2 експериментальні значення відносної інтенсивності світла $(I_i/I_0)_{\text{д\text{е}т\text{е}р} \text{м}} = (U_i/U_0)$;
- за формулою (16) обчислити та занести до табл. 2 теоретичні значення $(I_i/I_0)_{\text{д\text{е}т\text{е}р} \text{м}}$.

3. На одному полі креслення побудувати графіки залежності величин $(I_\varphi/I_0)_{\text{д\text{е}т\text{е}р} \text{м}}$ та $(I_\varphi/I_0)_{\text{д\text{е}т\text{е}р} \text{м}}$ від $\sin \varphi$. Графіки будувати на міліметровому папері (А5) і наводити різним кольором, або відмічати експериментальні та теоретичні точки різними позначками.

4. Порівняти графіки та зробити висновок про відповідність експериментальної кривої дифракційній формулі, а при наявності відхилень – про можливі їх причини.

Контрольні запитання

1. Що називається дифракцією світла? За яких умов її можна спостерігати?
2. Сформулювати принцип Гюйгенса-Френеля; записати інтеграл Френеля та пояснити зміст величин, які входять до нього.
3. Чим відрізняється дифракція Фраунгофера від дифракції Френеля?
4. Як в роботі забезпечується паралельність променів, які падають на щілину, та дифрагованих променів, які приходять у дану точку на екрані?
5. Показати вид графіка залежності інтенсивності $I(\sin \varphi)$ при фраунгоферовій дифракції на щілині.
6. Виходячи з формули (1), довести, що при $\varphi = 0$ (в центрі екрана) інтенсивність максимальна.
7. Отримати з формули (1) умову мінімумів інтенсивності при дифракції Фраунгофера на щілині.
8. Виходячи з формули (1), отримати наближений вираз для інтенсивності побічних максимумів інтенсивності при дифракції Фраунгофера на щілині.
9. Як змінюється дифракційна картина при зміні розмірів щілини? Як залежить від ширини щілини кількість дифракційних мінімумів, що утворюються?
10. При якій ширині щілини можна спостерігати фраунгоферову дифракцію: а) теоретично? б) неозброєним оком?

Література

1. Кучерук І. М., Горбачук І. Т., «Загальний курс фізики», т. 3, К: «Техніка», 1996 р., § 4.3.
2. Иродов И. Е., «Волновые процессы», М: Лаборатория базовых знаний, 2002 г., §§ 5.4, 5.6.

Лабораторна робота 3-4. Вивчення дифракційної ґратки

Мета роботи: визначення періоду та кутової дисперсії дифракційної ґратки; визначення довжини світлової хвилі за допомогою ґратки.

Обладнання та прилади: установка для спостереження дифракції.

1. Теоретичні відомості

Дифракційна ґратка – оптичний прилад, який дозволяє спостерігати та вимірювати спектральний склад оптичного випромінювання. У даній роботі використовується найпростіша ґратка, що являє собою прозору плоску пластинку з великою кількістю паралельних штрихів, які поділяють її на однакові прозорі області ("щілини") розділені однаковими непрозорими проміжками (власне штрихами). Існують також відбивальні ґратки, в яких штрихи нанесені на дзеркальну поверхню, і роль "щілин" виконують неушкоджені області. У спектроскопії застосовуються й спеціальні ґратки із більш складними формою поверхні та профілем щілин.

Основними параметрами ґратки є відстань між сусідніми щілинами, або *період* ґратки $d = a + b$ (a, b – ширина щілини та проміжка, відповідно) і повна кількість щілин N . У техніці часто використовують як параметри кількість штрихів на одиницю довжини $f = 1/d$ (мм⁻¹) і довжину ґратки L , так що $d = L/N$.

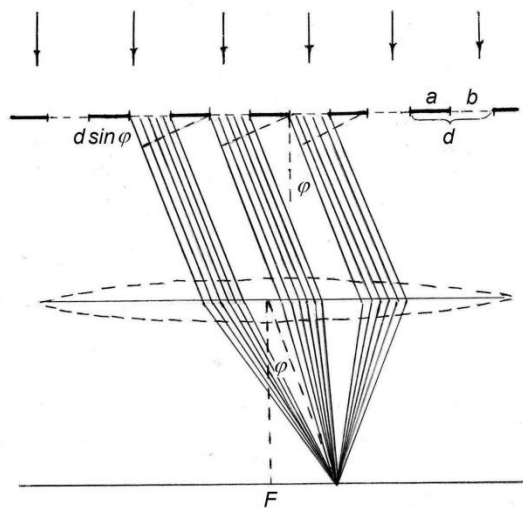


Рис.1

У роботі досліджується дифракція Фраунгофера: ґратка опромінюється по нормалі паралельним пучком монохроматичних променів від лазера, і дифракційна картина спостерігається на екрані в фокальній площині лінзи, що встановлена на шляху дифрагованого пучка, рис. 1.

Дифракційна картина

Визначимо інтенсивність I_φ в залежності від кута дифракції φ (дифракційну картину), що створюється на екрані ґраткою з кількістю щілин N при опроміненні світлом із довжиною хвилі λ .

У кожній точці екрана (фокальної площини) лінза збирає N пучків променів, які виходять із ґратки під одним і тим самим кутом дифракції φ . Якщо поверхня ґратки освітлена рівномірно, а щілини мають однакову ширину b , дифраговані пучки мають однакову інтенсивність I_1 , яка внаслідок дифракції залежить від кута φ і визначається формулою ([1], § 4.3; [2], § 5.6):

$$I_1 = I_0 \frac{\sin^2((\pi b \sin \varphi)/\lambda)}{((\pi b \sin \varphi)/\lambda)^2}. \quad (1)$$

Дифраговані пучки є когерентними й при накладанні інтерферують. Тому результуюча інтенсивність I_φ в кожній точці екрана визначається не лише величиною I_1 та кількістю щілин ґратки N , а й різницею фаз δ променів, які приходять від сусідніх щілин. Із оптики відомо, що лінза не вносить додаткової різниці фаз у промені, що проходять крізь неї. Тому δ визначається тільки величиною $\Delta = d \sin \varphi$, згідно із співвідношенням $\delta = (2\pi/\lambda)\Delta$:

$$\delta = \frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda}. \quad (2)$$

Відповідний розрахунок ([1], § 4.4; [2], § 5.7) показує, що для плоскої ґратки з періодом d і кількістю щілин N інтенсивність на екрані в залежності від кута дифракції φ дорівнює

$$I_\varphi = I_1 \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)} = I_1 \frac{\sin^2((N\pi d \sin \varphi)/\lambda)}{\sin^2((\pi d \sin \varphi)/\lambda)}, \quad (3)$$

де I_1 – інтенсивність, яку створювала би кожна щілина окремо при заданому куті дифракції згідно з формулою (1).

Аналіз другого множника у формулі (3) показує, що на екрані утворюється велика кількість максимумів і мінімумів, серед яких вирізняються так звані *головні максимуми* ґратки, що спостерігаються за умови

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Число m називається порядком головного максимуму.

В центрі екрана (при $m = 0$) спостерігається центральний головний максимум, а обабіч – головні максимуми першого, другого та ін. порядків. Аби знайти інтенсивності головних максимумів, треба умову (4) підставити у формулу (3), що веде до невизначеності:

$$I_{\vec{a} \vec{e}} = I_1 \frac{\sin^2(Nm\pi)}{\sin^2(m\pi)} = I_1 \frac{0}{0}.$$

Але ця невизначеність легко розкривається за правилом Лопіталя і дає такий результат:

$$I_{\vec{a} \vec{e}} = N^2 I_1. \quad (5)$$

Із формули (3) також випливає, що між сусідніми головними максимумами розташовані $N - 1$ мінімумів, а між ними – $N - 2$ дуже слабких побічних максимумів. Інтенсивність побічних максимумів дуже мала, то ж практично вся світлова енергія, що проходить крізь ґратку, зосереджена в головних

максимумах. Для повноти картини слід також урахувати, що через дифракцію на кожній щілині величина I_1 у формулі (3) не є константою, а залежить від φ . Тому із збільшенням порядку m інтенсивність головних максимумів змінюється за законом (1) і при $\sin \varphi = (\lambda/b), (2\lambda/b), \dots$ обертається на 0. Розподіл інтенсивностей який випливає з формули (3) для умовної ґратки з $N = 4$ щілинами та відношенням $(d/b) = 3$, ілюструє рис. 2. Штрихова крива, що є графіком залежності (5), відображає вплив на інтенсивність головних максимумів ґратки від дифракції на кожній щілині. Реальна дифракційна картина істотно відрізняється від наведеної на рис. 2. У реальній ґратці через велику кількість щілин між сусідніми головними максимумами утворюється багато слабких побічних максимумів, які

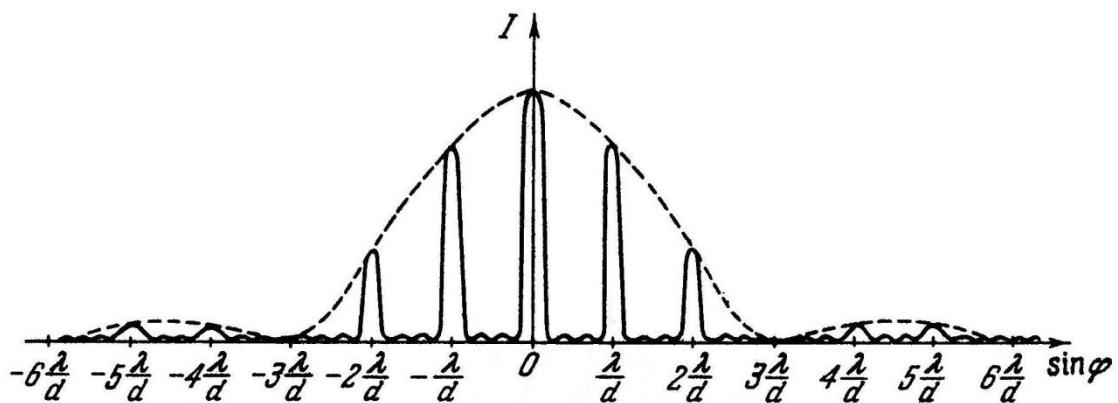


Рис. 2

розміщуються дуже близько один від одного. Тому візуально вони не розрізняються і створюють на екрані лише слабкий фон освітленості. За таких умов головні максимуми стають дуже вузькими і мають високу інтенсивність.

Дисперсія ґратки

Згідно з умовою (4), кути дифракції, а отже й положення головних максимумів на екрані, залежать від довжини хвилі світла, що проходить крізь ґратку. Тому при опроміненні ґратки білим світлом, яке містить усі довжини хвиль в широкому інтервалі $(0,4 \div 0,75)$ мкм, головні максимуми для різних довжин хвилі утворюються при різних кутах, тож і в різних точках екрана. Відповідно на екрані замість дуже вузьких максимумів спостерігаються *дифракційні спектри* – широкі забарвлені смуги з упорядкованим розташуванням кольорів від фіолетового до червоного. Виняток становить лише центральний максимум, який лишається вузьким і не забарвленим, оскільки при $m = 0$ умова (4) виконується для всіх довжин хвиль.

Якщо на ґратку спрямувати світло, в якому присутні не всі довжини хвиль, а лише окремі вузькі інтервали (спектральні лінії) з відповідними інтенсивностями, то для кожної лінії головному максимуму дифракції у спектрі заданого порядку буде відповідати однозначно визначений кут дифракції, а отже й положення на екрані. Тому на екрані буде спостерігатися набір окремих вузьких кольорових смуг, положення та яскравість яких точно

відповідають довжинам хвиль та інтенсивностям відповідних спектральних ліній. Таким чином, ґратка має здатність розкласти опромінююче світло по довжинах хвиль. Тому дифракційні ґратки використовують як прилад для визначення спектрального складу випромінювання та отримання інтенсивних пучків світла із заданою довжиною хвилі.

За результатами вимірювань у даній роботі можна оцінити один із спектральних параметрів ґратки – *дисперсію*. Дисперсія показує, наскільки добре ґратка розводить у просторі промені з близькими довжинами хвилі. Розрізняють кутову та лінійну дисперсію. Кутова дисперсія визначається, як

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda},$$

де $d\varphi$ – кут між напрямками головних максимумів дифракції для двох променів, довжини хвиль яких відрізняються на величину $d\lambda$, рис. 4.

Вираз D_{φ} визначається

диференціюванням умови (4):

$$d \cos \varphi \cdot d\varphi = m d\lambda \Rightarrow$$

$$D_{\varphi} = \frac{m}{d \cos \varphi}. \quad (6)$$

При невеликих кутах дифракції

$$D_{\varphi} = \frac{m}{d}. \quad (6a)$$

Лінійна дисперсія визначається як

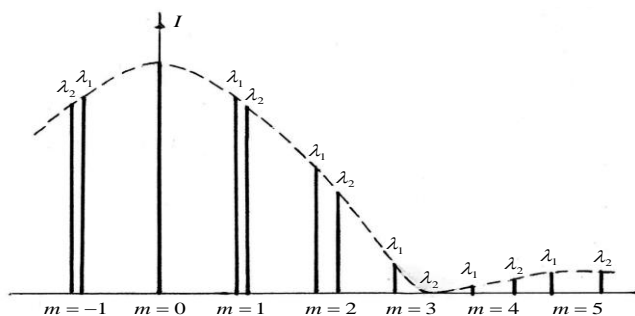
$D_l = dx/d\lambda$, де $dx = ds/\cos \varphi$ (див.

рис. 3). При невеликих кутах дифракції $dx \approx F d\varphi$, і

$$D_l = D_{\varphi} \cdot F, \quad (6b)$$

де F – фокусна відстань лінзи, що проектує дифракційний спектр на екран.

Співвідношення (6) і (6a) показують, що кутова дисперсія зростає при збільшенні порядку спектра m . Це ілюструє рис. 4, на якому показано положення головних максимумів для двох заданих довжин хвилі в спектрах різного порядку, розраховане за співвідношенням (4). Але на



**Рис.
4**

практиці використання спектрів високих порядків обмежене їхньою малою інтенсивністю та перекриванням. Із формул (4) і (6) випливає, що й у межах

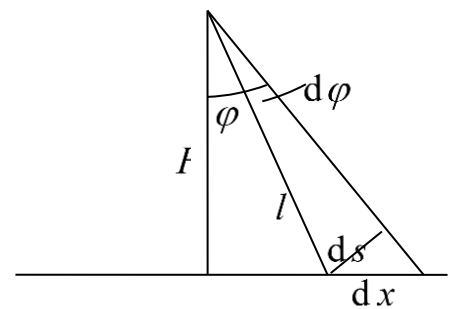


Рис. 3.

одного порядку спектра дисперсія ґратки не лишається сталою. Вона зростає при збільшенні кута дифракції, отже й довжини світлової хвилі.

У даній роботі використовується лазерні джерела, що випромінюють монохроматичне світло із суттєво відмінними довжинами хвилі. Тому кутову дисперсію ґратки можна оцінити тільки наближено за визначеними в експерименті кутами дифракції φ_1 і φ_2 для двох відомих довжин хвилі λ_1 і λ_2 :

$$D_{\text{дгн}} \approx \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (7)$$

2. Експеримент і порядок виконання роботи

В роботі як джерела світла використовуються три лазери, що генерують практично плоскі й монохроматичні світлові хвилі в синій, зеленій та червоній областях спектра, відповідно. Оптична схема експериментальної установки показана на рис 5. Паралельний пучок променів від джерела 1 із заданою довжиною хвилі λ падає по нормалі на дифракційну ґратку 2 з вертикальними щілинами і після неї – на збірну лінзу 3 з відомою фокусною відстанню F . У фокальній площині лінзи встановлений екран 4 для спостереження дифракційної картини. Екран обладнаний горизонтальною лінійкою для визначення координати x точки, в яку приходять промені з відповідним кутом дифракції φ .

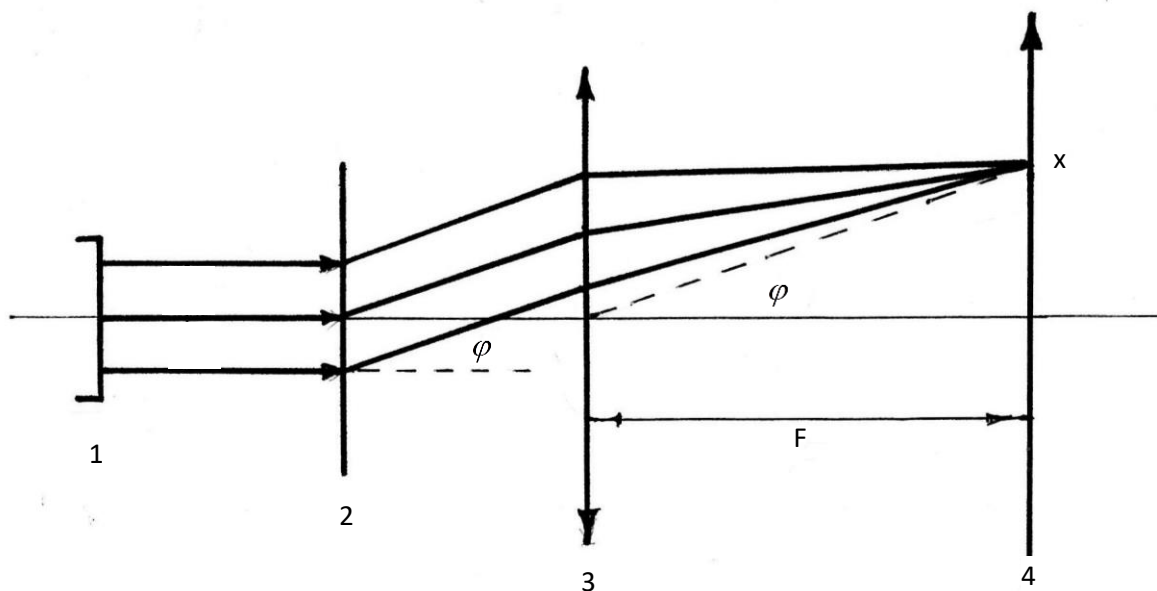


Рис. 5

Визначення періоду дифракційної ґратки

Ознайомитись із інструкцією на робочому місці та занести до таблиці 1 вказану довжину хвилі випромінювання зеленого лазера λ_2 . Занести до таблиць 1 і 2 фокусну відстань лінзи F .

Згідно з інструкцією на робочому місці ввімкнути зелений лазер. Переконайтеся, що світловий пучок потрапляє в центральну зону дифракційної ґратки. Встановити між екраном і ґраткою лінзу в такому положенні, щоб дифракційна картина на екрані була якнайчіткішою.

Порядок вимірювань:

1. Зняти та занести до відповідних колонок таблиці 1 відносні координати головних максимумів – покази x_m і x_{-m} на лінійці по обидва боки від центрального максимуму. Виміри виконати для порядків $m = 1, 2, 3$.

2. Для кожного порядку m обчислити та занести до таблиці 1 значення координат головних максимумів $x = (x_m + x_{-m})/2$ і синуса кута дифракції $\sin \varphi = x / \sqrt{F^2 + x^2}$

3. За формулою (4) обчислити і занести до таблиці 1 значення періоду ґратки d_m для $m = 1, 2, 3$.

4. За результатами п. 3 обчислити та занести до таблиці 1 середнє значення періоду ґратки $\langle d \rangle = (d_1 + d_2 + d_3)/3$.

Таблиця 1

$\lambda_2 = 532$ нм; $F =$, мм						
m	x_m , мм	x_{-m} , мм	x , мм	$\sin \varphi$	d_m , мм	$\langle d \rangle$, мм
1						
2						
3						

Визначення довжини хвилі випромінювання лазерів

Занести до таблиці 2 величину періоду ґратки $d = \langle d \rangle$ з таблиці 1.

5. Замість зеленого лазера ввімкнути червоний.

6. Зняти та занести до відповідних колонок таблиці 2 відносні координати головних максимумів – покази x_m і x_{-m} на лінійці по обидва боки від центрального максимуму. Виміри виконати для порядків $m = 1, 2, 3$.

7. Для кожного порядку m обчислити та занести до таблиці 2 значення координат головних максимумів $x = (x_m + x_{-m})/2$ і синуса кута дифракції $\sin \varphi = x / \sqrt{F^2 + x^2}$.

8. За формулою (4) обчислити і занести до таблиці 2 значення довжини хвилі λ_m для $m = 1, 2, 3$.

9. Обчислити середнє значення $\langle \lambda \rangle = (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3)/3$ і занести його до таблиці 2.

10. Замість червоного лазера ввімкнути синій. Переконайтеся, що світловий пучок потрапляє в центральну зону дифракційної ґратки.

11. Виконати виміри та обчислення п.п. 6 – 9. Результати занести до відповідної частини таблиці 2.

Таблиця 2.

$d =$, мм; $F =$, мм							
Лазер	m	x_m , мм	x_{-m} , мм	x , мм	$\sin \varphi$	λ_m , нм	$\langle \lambda \rangle$, нм
Черво- ний	1						
	2						
	3						
Синій	1						
	2						
	3						

Оцінка кутової дисперсії дифракційної ґратки

12. За даними таблиць 1 і 2:

- обчислити та занести до таблиці 3 різницю довжин хвиль зеленого та синього $\Delta\lambda_1 = \lambda_{\text{з}} - \lambda_{\text{с}}$ і червоного та зеленого лазерів $\Delta\lambda_2 = \lambda_{\text{ч}} - \lambda_{\text{з}}$;
- за допомогою калькулятора через синуси обчислити та занести до таблиці 3 величину кутів $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ в радіанах;
- обчислити та занести до таблиці 3 кути між головними максимумами зеленого та синього лазера $\Delta\varphi_1 = \varphi_2 - \varphi_1$ і червоного та зеленого лазера $\Delta\varphi_2 = \varphi_3 - \varphi_2$.

12. Обчислити за формулою (7) та занести до таблиці 3 значення середньої дисперсії D_1, D_2 для кожного інтервалу довжин хвиль в кожному порядку дифракційного спектра. Проаналізувати отримані результати.

Таблиця 3.

$\Delta\lambda_1 =$, нм; $\Delta\lambda_2 =$, нм							
m	φ_1 , рад	φ_2 , рад	φ_3 , рад	$\Delta\varphi_1 = \varphi_2 - \varphi_1$, рад	$\Delta\varphi_2 = \varphi_3 - \varphi_2$, рад	D_1 , нм ⁻¹	D_2 , нм ⁻¹
1							
2							
3							

3. Контрольні запитання

1. Що таке дифракція світла та за яких умов вона спостерігається?
2. Що таке дифракційна ґратка та якими параметрами вона характеризується?

3. Опишіть дифракційну картину від ґратки. Чим вона відрізняється від такої для однієї щілини?
4. За яких умов спостерігаються головні максимуми та мінімуми дифракції на ґратці?
5. Якщо ґратка складається з N щілин, то в скільки разів інтенсивність у головному максимумі дифракції на екрані відрізняється від інтенсивності, що створюється в цій точці однією щілиною?
6. Виходячи з формули (3), отримати формулу (5).
7. Виходячи з формули (3), отримати наближений вираз для інтенсивності побічних максимумів дифракції на ґратці.
8. Від чого і як залежить ширина дифракційних максимумів? При якому найменшому значенні періоду ґратки на ній спостерігається дифракція?
9. Що називається кутовою дисперсією ґратки? Від чого та як вона залежить?
10. Що називається лінійною дисперсією ґратки? Встановити зв'язок між лінійною та кутовою дисперсією ґратки при великих кутах дифракції.
11. Як, згідно з теорією, мають співвідноситися величини дисперсії ґратки в довгохвильовій та короткохвильовій областях спектра? Чи узгоджуються Ваші результати експерименту з таким висновком?
12. Пояснити порядок визначення періоду ґратки та довжини хвилі випромінювання лазера. Чому координати смуг треба вимірювати по обидва боки від центрального максимуму?

Література

- [1] Кучерук І. М., Горбачук І. Т., «Загальний курс фізики», т. 3, К: «Техніка», 1996 р., §§ 4.3, 4.4, 4.5.
- [2] Иродов И. Е., «Волновые процессы», М: Лаборатория базовых знаний, 2002 г., §§ 5.6, 5.7, 5.8.